Письма в ЖЭТФ, том 37, вып. 4, стр. 190 – 192 *20 февраля 1983 г.*

О ТОПОЛОГИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ГАЙЗЕНБЕРГОВСКОГО СПИНОВОГО СТЕКЛА

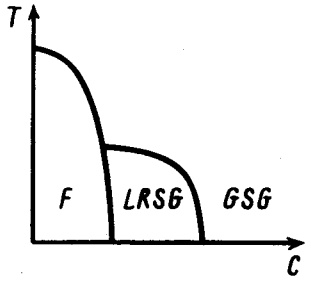
И.Е.Дзялошинский

Обсуждаются две черты предложенной недавно [1] модели гайзенберговских спиновых стекол: асимптотическая свобода теории и отсутствие дальнего порядка с радиусом корреляции, обращающимся в нуль с температурой по экспоненциальному закону. Последнее означает, что $d = 3$ является нижней критической размерностью модели.

За последние годы были предложены несколько феноменологических теорий спиновых стекол, использующих представления о калибровочной инвариантности [2-4] (см. также [5,6]). Недавно Обухову и автору [1] удалось решить микроскопическую XY-модель спинового стекла – так называемая модель Виллена – и показать, что вблизи точки так называемого топологического фазового перехода, когда фрустрационные петли разрываются и появляются фрустрационные линии бесконечной длины, микроскопическая теория Виллена на решетке действительно переходит в стандартную калибровочную (с абелевой калибровочной группой $SO(2)$) теорию поля с хиггсовскими бозонами (см., например, [7]). Однако обосновать феноменологические калибровочные теории с неабелевой группой $SO(3)$ [2-6], исходя из микроскопического гайзенберговского гамильтониана со случайными связями не удается. В [1] мы предложили наивное обобщение результатов XY-модели на случай гайзенберговских спинов, которое представляет собою (отвлекаясь от не очень существенного усложнения, связанного с необходимостью работать с методом реплик) стандартную $SO(3)$-калибровочную теорию с векторным хиггсовским бозоном. Несмотря на явную феноменологичность, эта теория обладает рядом забавных физических черт.

1. Как во всякой неабелевой калибровочной теории в ней имеется асимптотическая свобода. Сама по себе асимптотическая свобода в физике твердого тела практически не встречалась [1)], поэтому по-существу ее наличие следует считать основным допущением теории [1]. При этом нельзя забывать, что никаких надежных теоретических результатов в этой области пока не имеется, и что поэтому все сказанное ниже носит грубо качественный характер.

[1)] Интересно заметить, что в теории спиновых стекол с ситуацией асимптотической свободы впервые столкнулись Фейгельман и Цвелик [8].



Выше точки топологического перехода, когда фрустрационные линии замкнуты, т.е. механизм Хиггса еще не сработал, калибровочные поля безмассовые, и асимптотическая свобода означает инфракрасную катастрофу. О такой фазе мы пока сказать ничего не можем. Я хочу указать здесь на другую возможность, дающую массу всем калибровочным бозонам и устраняющую тем самым инфракрасную катастрофу. Это спонтанное появление среднего постоянного, но нетривиального калибровочного поля $\mathbf{A}_{ok}$ (здесь используются стандартные (ср. [1-7]) обозначения A_k^a, где $\alpha, \beta, \ldots$ и $k, l, \ldots$ соответственно изотопические (спиновые) и пространственные индексы), дающего постоянную напряженность (кривизну)

$$\mathbf{F}_{okl} = (\mathbf{A}_{ok} \times \mathbf{A}_{ol}). \tag{1}$$

Ясно, что конечное (постоянное) $\mathbf{F}_{kl}$ означает, в принципе, появление конечной плотности дисклинаций (токов) [1-7]:

$$\mathbf{J}_0^k \sim D_l \mathbf{F}^{kl} \sim (\mathbf{A}_{ol} \times \mathbf{F}_0^{kl}), \tag{2}$$

здесь D_k – ковариантная производная [1-7].

Выбрав, например, A_{ok}^a в виде $(F_0)^{1/2}\,\delta_k^a$ или

$$F_{okl} = F_0 e_{kla}, \tag{3}$$

мы придем к состоянию с дальним порядком типа, рассмотренного Халпериным и Саслоу [9] и Андреевым [10]. Выбирая $\mathbf{A}_{ok}$ по другому можно получить и другие виды дальнего порядка [10]. Переход в состояние спинового стекла с дальним порядком *(LRSG)* из ферромагнитного *(F)* на рисунке будет происходить по мере добавления связей неправильного знака (ср. рис. 4 в [1]). Формулы (2), (3) дают истолкование параметра порядка Халперина – Саслоя – Андреева в терминах плотности дисклинаций (калибровочных полей).

2. После появления фрустрационных линий (дисклинаций) бесконечной длины рано или поздно сработает механизм Хиггса, и система перейдет в состояние истинного спинового стекла *(GSG)* [1]. При этом при нулевой температуре один из калибровочных бозонов (фотон *SO(2)*) [7], часть хиггсовских бозонов (см. соответствующую формулу в разделе 4 в [1]) останутся безмассовыми. Однако при конечной температуре корреляционный радиус фазы станет конечным. Экранирование фотонов и голдстоуновских частиц будет осуществлено плазмой монополей Полякова – Туфта [11] (см. также [12]), имеющихся в рассматриваемой модели [6]. Эти монополи при нулевой температуре разумеется отсутствуют. При низкой температуре их плотность экспоненциально мала, а соответствующий дебаевский радиус [1)]

$$R_c \sim \exp(\mathrm{const}/T). \tag{4}$$

---

1) В [1] мы забыли о монополях Полякова — Туфта и сделали неверное утверждение о бесконечности корреляционного радиуса, в фазе *GSG* при конечных *T*.

Формула (4) показывает, что как и в XY-модели [1] фаза GSG является скорее всего парамагнитной (суперпарамагнитной).

Экспоненциальная зависимость (4) и такая же формула, полученная ранее в XY-модели [1], подтверждают высказанную ранее Андерсоном и Понд [13] мысль о том, что $d = 3$ является нижней критической размерностью в спиновом стекле с непрерывной симметрией (ср. также [2]).

Литература

1. *Дзялошинский И.Е., Обухов С.П.* ЖЭТФ, 1982, **83**, 813.
2. *Dzyaloshinskii I.E., Volovik G.E.* Journ. de Phys., 1978, **39**, 693.
3. *Воловик Г.Е., Дзялошинский И.Е.* ЖЭТФ, 1978, **75**, 1102.
4. *Hertz J.A.* Phys. Rev., 1978, **B18**, 4875.
5. *Dzyaloshinskii I.E., Volovik G.E.* Ann. Phys., 1980, **125**, 67.
6. *Dzyaloshinskii I.E.* In: „Modern Trendsi in the Theory of Condensed Matter (Lecture Notes in Physics)" ed. J. Ehlers, vol. 115, Springer (1980), p. 204.
7. *Окунь Л.Б.* Кварки и лептоны, М.: Наука, 1981.
8. *Фейгельман М.В., Цвелик А.М.* ЖЭТФ, 1979, **77**, 2524.
9. *Halperin B.I., Saslow W.M.* Phys. Rev., 1977, **B16**, 2154.
10. *Андреев А.Ф.* ЖЭТФ, 1978, **74**, 785.
11. *Polyakov A.M.* JETP Lett., 1974, **20**, 194.
12. *Madore J.* Phys. Rep., 1981, **75**, 125.
13. *Anderson P.W., Pond C.M.* Phys. Rev. Lett., 1978, **40**, 903.

Институт теоретической физики
им. Л.Д.Ландау
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
17 января 1983 г.